MÉCANIQUE QUANTIQUE I

Chapitre 1 :

INSUFFISANCES DE LA PHYSIQUE CLASSIQUE
DÉBUT DE LA THÉORIE QUANTIQUE

A/ CORPUSCULES DE LUMIERE
1) Le rayonnement du corps noir - Hypothèse de Planck
2) L'effet photoélectrique – Relation de Planck-Einstein
3) Le photon
4) L'effet Compton

B/ ONDES DE MATIERE
1) Hypothèse de Louis de Broglie. Diffraction de particules matérielles
2) Interprétation probabiliste

C/ PHYSIQUE CLASSIQUE OU PHYSIQUE QUANTIQUE

CONCLUSION

A. Kaddouri

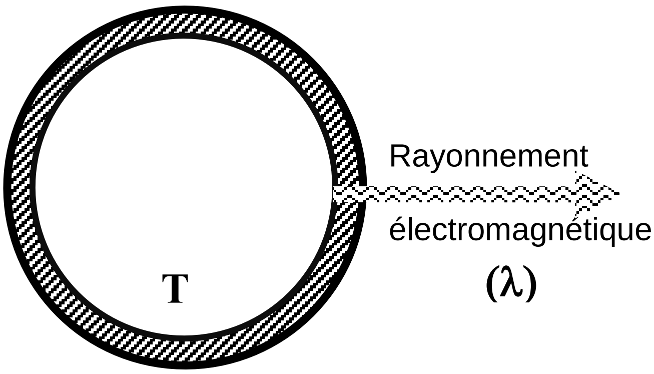
Janvier 2014

À la fin du 19ème siècle, des résultats expérimentaux ont posé de sérieux problèmes aux physiciens car les théories existantes étaient incapables de donner une interprétation satisfaisante. Les chercheurs ont été amenés à émettre des hypothèses révolutionnaires. Nous allons donner quelques exemples d'échecs de la physique classique, puis des solutions historiquement proposées.

A/ CORPUSCULES DE LUMIERE

1) Le rayonnement du corps noir. Hypothèse de Planck

Un corps noir est un système qui absorbe intégralement tout rayonnement qui frappe sa surface (système idéal). On peut constituer un corps noir en utilisant une enceinte imperméable aux rayons lumineux (donc il y fait très noir) porté à une température élevée et on sait qu'un corps porté à haute température émet un rayonnement lumineux (transformation de l'énergie calorifique en énergie lumineuse). Par un orifice percé dans cette enceinte, des radiations lumineuses sont émises et on peut, à l'aide de dispositifs appropriés, mesurer la densité d'énergie $U(\lambda,T)$ de ces radiations dans l'intervalle de longueur d'onde $[\lambda, \lambda+d\lambda]$ (densité d'énergie "monochromatique") et construire ainsi pour une valeur fixée T de la température la courbe $U= f(\lambda)$: (Fig. 1)



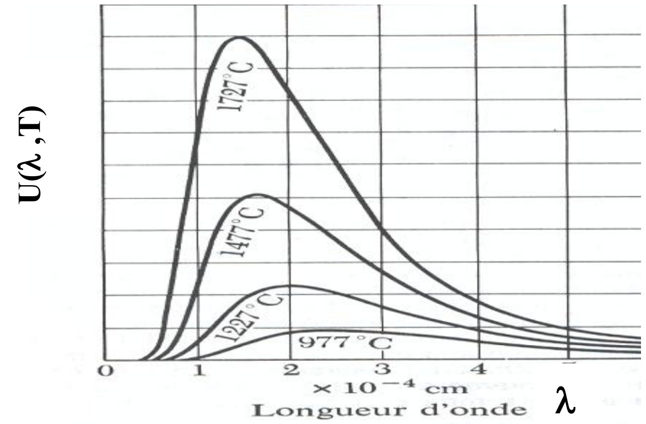


Fig. 1

On note expérimentalement que, pour chaque valeur de T, $U(\lambda)$ passe par un maximum pour une longueur d'onde λ_m et décroît rapidement vers les courtes longueurs d'onde. Les résultats obtenus se traduisent par les lois empiriques suivantes :

- La longueur d'onde maximale est inversement proportionnelle à la température:

$$\lambda_m . T = cte$$ c'est la loi de déplacement de Wien (1896).

- La densité totale d'énergie est proportionnelle à T^4 ; soit :

$$\int_0^\infty U(\lambda, T)\, d\lambda = a\, T^4$$ loi de Stefan (1879)

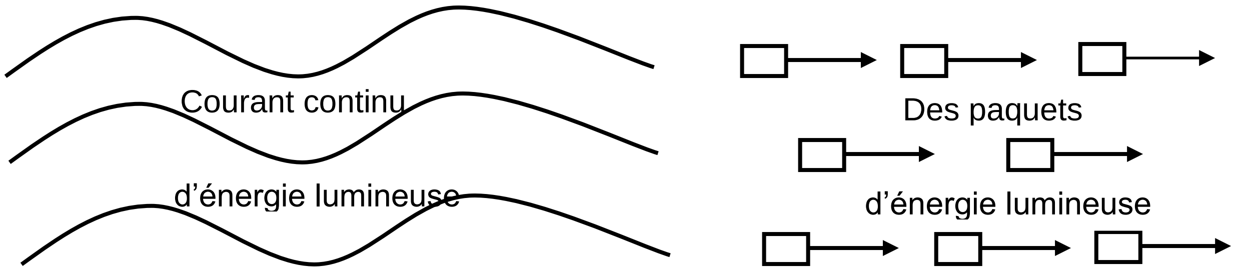
Ces lois ne peuvent pas être expliquées par la théorie classique. Dans le cadre de cette théorie, Rayleigh et Jeans ont établi la formule suivante: (connue sous le nom de loi de Rayleigh-Jeans) $U(\lambda,T) = 8\pi.kT.\lambda^{-4}$, avec k la constante de Boltzmann. On voit que cette loi n'est en accord satisfaisant avec l'expérience que pour des grandes longueurs d'onde (infrarouge et visible) alors que pour les ondes courtes, elle présente un accroissement monotone et de plus très rapide. La loi de Rayleigh-Jeans nous amène donc

à conclure que la majeure partie de l'énergie émise correspond au domaine des courtes longueurs d'onde ce qui est en contradiction flagrante avec les courbes et les lois empiriques précédentes. Cet échec de la théorie classique fut appelé par Ehrenfest "catastrophe ultraviolette". Il est important de savoir que la loi de Rayleigh-Jeans est basée sur l'hypothèse classique d'un <u>échange énergétique continu</u> entre l'énergie calorifique et l'énergie lumineuse.

Pour tenter d'expliquer ce problème, Planck fut amené à proposer le 14 décembre 1900, l'hypothèse suivante (Fig. 2) : L'échange d'énergie (calorifique ---> lumineuse) entre la matière et la lumière se fait de façon <u>discontinue</u> c'est à dire que l'énergie lumineuse est émise par paquets ou QUANTA. Un quantum possède l'énergie $E=h\nu$ ($\nu=c/\lambda$) où h est une nouvelle constante universelle ayant les dimensions d'une action et appelé constante de Planck. La mesure la plus précise de h est actuellement :

$$h = (6{,}626196 \pm 0{,}000006)\ 10^{-34}\ \text{J.s}$$

Il faut seulement -mais absolument- retenir que $h \approx 10^{-34}$ J.s



Hypothèse Fig. 2 **Hypothèse de Planck**

Il ne saurait être question, dans ce cours, d'entrer dans le détail et nous nous contentons de souligner que cette hypothèse, jointe aux méthodes de la mécanique statistique, a permis d'expliquer correctement les résultats relatifs au rayonnement du corps noir. Planck a montré en effet que densité $U(\lambda,T)$ est de la forme :

$$U(\lambda,T) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5}\frac{1}{\exp\left[\frac{hc}{\lambda kT}\right]-1}$$

où le produit kT a les dimensions d'une énergie.

On voit donc que quand λ tend vers zéro, $U(\lambda,T)$ tend aussi vers zéro, ce qui lève la"catastrophe ultraviolette". On peut aussi remarquer que pour λ très grande on retrouve (par développement limité de la fonction exponentielle) la loi classique de Rayleigh-Jeans. D'une manière générale, les lois classiques peuvent être considérées, dans des conditions données, comme limites de lois quantiques.

<u>Remarque</u> :

Dans certains cas, il est commode d'exprimer la formule de Planck en fonction de ν et T. Sachant que $\nu=c/\lambda$ et que $U(\lambda,T)\,d\lambda = U(\nu,T)\,d\nu$, on aura :

$$U(\nu,T) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\frac{1}{\exp\left[\frac{h\nu}{kT}\right]-1}$$

2) L'effet photoélectrique

C'est l'émission d'électrons par un métal soumis à l'action d'un rayonnement électromagnétique. Cet effet fut mis en évidence par Hertz en 1887.

Le dispositif dans lequel l'interaction de la lumière se manifeste par effet photoélectrique est une cellule photoélectrique (Fig. 3). Il s'agit d'une ampoule vide d'air que l'on a équipée de deux électrodes: l'une est formée d'une plaque métallique et l'autre d'un fil fin en forme d'anneau afin que les rayons lumineux puissent atteindre la plaque. On relie ces deux électrodes aux bornes d'un générateur de telle sorte que la plaque constitue la cathode et le fil constitue l'anode. Un microampèremètre est placé sur le circuit et permet ainsi de détecter le passage d'un courant électrique.

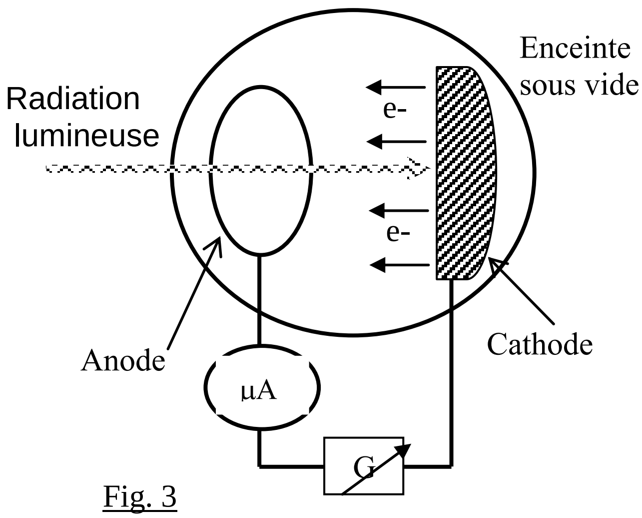


Fig. 3

Le caractère essentiel de l'effet photoélectrique est l'existence d'un seuil en fréquence: on n'observe le passage du courant électrique que pour certaines radiations. En termes plus précis :

• si la lumière incidente a une fréquence ν supérieure ou égale à une certaine fréquence ν_S, le courant électrique circule ce qui signifie que des électrons sont arrachés de la cathode et sont attirés par l'anode. La fréquence ν_S est caractéristique du métal et est indépendante de l'intensité du rayonnement incident.

• si la lumière incidente a une fréquence inférieure à ν_S, il n'y a pas de courant qui circule.

Par ailleurs, on note expérimentalement l'absence d'un seuil de flux lumineux: on enregistre un courant électrique même pour des valeurs très faibles du flux lumineux.

Ces résultats ne peuvent pas être interprétés par la théorie classique. En effet, si les électrons ne sortent pas du métal c'est qu'il existe une barrière d'énergie entre le métal et le vide. On pense qu'alors le courant électrique est dû à certains électrons qui ont une énergie supérieure à cette barrière, mais la théorie ondulatoire (théorie classique) impose dès lors que l'énergie des électrons est proportionnelle à la densité d'énergie électromagnétique c'est à dire au flux lumineux. On devrait donc obtenir un seuil en flux et non un seuil en fréquence, ce qui est en contradiction avec les résultats précédents.

C'est Einstein en 1905 qui, reprenant l'hypothèse des quanta de Planck, donna une interprétation satisfaisante à l'effet photoélectrique. Il postule donc que les radiations lumineuses sont composées de quanta (grains, paquets, morceaux) d'énergie. Un quantum transporte l'énergie $E=h\nu$ où h est la constante de Planck et ν la fréquence de la radiation excitatrice. Quand un quantum "tombe" sur la cathode, il disparaît et son énergie peut être partagée en deux quantités : une quantité, W_S, est utilisée pour extraire l'électron du métal,

appelée travail d'extraction ou travail de sortie, et l'autre quantité est communiquée à l'électron sous forme d'énergie cinétique. La conservation de l'énergie s'écrit donc :

$$h\nu = W_S + \frac{1}{2} m v_{max}^2$$

Nous pouvons poser Ws=$h\nu_S$ et dès lors les radiations de fréquence inférieure à ν_S ne permettent pas l'extraction de l'électron. Il existe donc bien un seuil en fréquence.

La caractéristique courant-tension présente l'allure indiquée sur la figure 4 et peut être décrite comme suit :

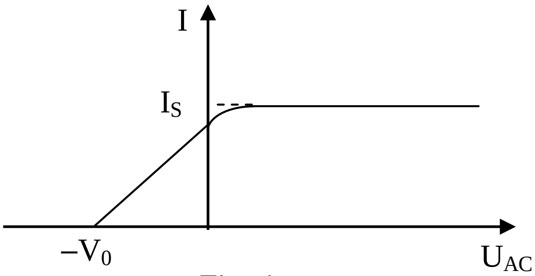


Fig. 4

- Pour $U_{AC} = 0$, des électrons sont arrachés du métal et possèdent une énergie cinétique. Un certain nombre atteint l'anode, ils produisent donc un courant photoélectrique d'intensité I_0 (courant de court-circuit).
- Pour $U_{AC} > 0$, les électrons sont accélérés vers l'anode, ainsi I augmente si Uac augmente. L'existence du courant de saturation Is s'explique par le fait qu'au delà d'une certaine valeur de Uac, tous les électrons émis par la cathode sont captés par l'anode ; donc le courant ne peut plus augmenter.
- Pour $-V_0 < U_{AC} < 0$, le champ électrique ralentit les électrons émis par la cathode. Par conséquent, un nombre limité d'électrons arrivent à l'anode. Donc, le courant diminue quand Uac augmente en valeur absolue.
- Pour $U_{AC} = -V_0 < 0$, les électrons sont arrêtés au voisinage de l'anode (courant I nul) et même les électrons ayant une énergie cinétique maximale ne parviennent pas à l'anode. L'application du théorème de l'énergie cinétique donne :

$$\Delta E = W_{F.élec} \Longrightarrow \quad E_f - E_i = q\,(V_i - V_f)$$

ici i=Cathode C et f=Anode A et on aura :

$$\frac{1}{2} m v_A^2 - \frac{1}{2} m v_C^2 = -e(V_C - V_A) = e(V_A - V_C) = eU_{AC}$$

Or lorsque $U_{AC} = -V_0$, I=0, les électrons de vitesse $v_C = v_{max}$ ont une vitesse v_A=0

Soit : $0 - \frac{1}{2} m v_{max}^2 = -eV_0$ donc : $\boxed{E_{cinétique}^{max} = eV_0}$

V_0 est appelé le potentiel d'arrêt (ou contre-tension). Sa mesure permet donc de connaître l'énergie cinétique maximale des électrons émis par la cathode

La relation d'Einstein permet alors d'écrire :

$$V_0 = \frac{h}{e}\nu - \frac{W_s}{e}$$

Le potentiel d'arrêt est une fonction linéaire de la fréquence et la mesure de la pente de la droite fournit donc la valeur de la constante de Planck (Fig. 5).

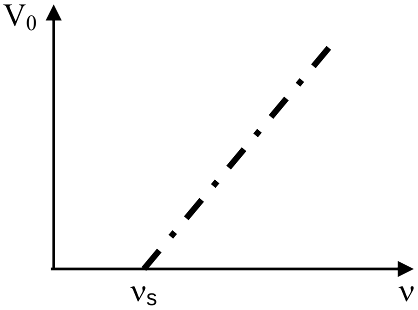


Fig. 5

3) Le photon

Nous avons montré que les résultats des deux expériences précédentes ne peuvent pas être expliqués par la théorie qui attribue à la lumière la notion d'onde (théorie ondulatoire de la lumière). Ces résultats ne peuvent être correctement interprétés qu'en supposant l'existence d'une particule associée à la lumière que l'on appelle le <u>photon</u>.

Le photon est une particule d'énergie $E=h\nu$ de masse nulle se déplaçant à la vitesse de la lumière c. Il possède une quantité de mouvement $p= E/c = h\nu/c$.

Ainsi on associe à l'onde électromagnétique, une particule de caractéristiques $(E, \vec{p})$ qui sont liées aux caractéristiques de l'onde $(\omega, \vec{k})$ par :

$$E= h\nu = \frac{h}{2\pi}2\pi\nu = \hbar\omega \Rightarrow E = \hbar\omega$$

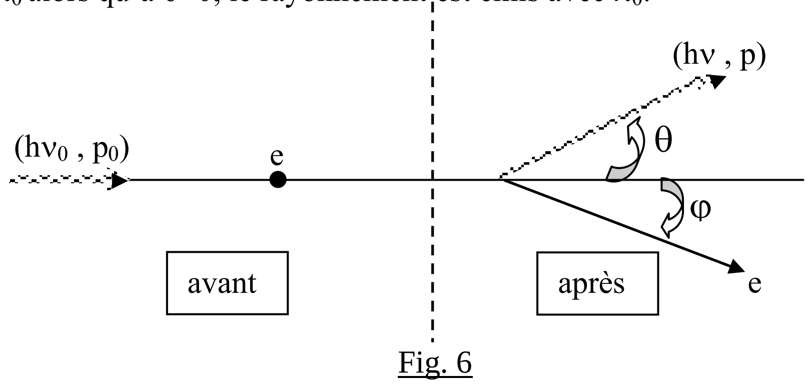
$$p = h\nu/c = \frac{h}{2\pi}\frac{\omega}{c} = \hbar k \Rightarrow \vec{p} = \hbar\vec{k}$$

$$\text{avec } \hbar = \frac{h}{2\pi} = 1{,}054\ 10^{-34}\ \text{J.s}$$

La lumière possède alors le double aspect ondulatoire-corpusculaire. Autrement dit, la lumière manifeste des propriétés spécifiques d'une nature ondulatoire et également des propriétés de nature corpusculaire. Si l'on fait abstraction de l'une ou de l'autre, on se trouve dans l'impossibilité d'expliquer l'ensemble des faits expérimentaux observés sur les champs électromagnétiques. On doit donc admettre que la lumière possède "simultanément" ces deux natures dont les paramètres caractéristiques sont reliés par la relation $E=\hbar\omega$ (relation de Planck-Einstein). Ce double aspect de la lumière nous incite à définir <u>le carré de l'amplitude de l'onde électromagnétique, proportionnelle à la densité d'énergie électromagnétique, comme une grandeur caractérisant la probabilité de présence du photon en chaque point.</u>

4) L'effet Compton

Quand on envoie un faisceau lumineux sur des particules, le phénomène attendu par la théorie classique est l'observation d'un rayonnement diffusé sans changement de longueur d'onde. En 1923, Compton a observé, en attaquant du graphite avec des rayons X (λ_0=0,71Å), que la longueur d'onde du rayonnement diffusé dépend de l'angle de diffusion (figure 6). Il note que les rayonnements diffusés à $\theta \neq 0$ ont des longueurs d'onde supérieures à λ_0 alors qu'à $\theta=0$, le rayonnement est émis avec λ_0.



<u>Fig. 6</u>

Ici, encore, il s'agit d'un phénomène que la physique classique ne peut pas expliquer et que seule l'hypothèse de photons (particules lumineuses) conduit à une interprétation satisfaisante des résultats expérimentaux. Compton a considéré ce phénomène comme résultant d'un choc (du type boules de billard) entre deux particules <u>considérées relativistes</u> à savoir : le photon de fréquence ν_0 (= c/λ_0) et un électron qu'il est légitime de supposer immobiles et libre puisque son énergie de liaison est faible devant hc/λ_0=17,5keV. Avant le choc, le photon est caractérisé par une énergie $E_0=h\nu_0$ et une impulsion $p_0=E_0/c$ ($=h/\lambda_0$) et l'électron, de masse au repos m_0, par une énergie W_0 et une impulsion nulle (électron au repos). W_0 se réduit donc à l'énergie de masse m_0c^2. Après le choc, le photon diffusé possède une énergie $E=h\nu$ et une impulsion $p=h/\lambda$ et la particule cible (l'électron) a acquis une énergie cinétique $T=W-W_0$ où W est l'énergie relativiste et une impulsion P_e.

En utilisant la loi de la conservation de la quantité de mouvement et celle de l'énergie totale (ou la méthode des quadri-vecteurs énergie-impulsion), on peut établir la relation suivante :

$$\boldsymbol{\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{mc}(1 - \cos\theta)} \quad \text{ou encore : } \Delta\lambda = \frac{2h}{mc}\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)$$

Cette relation justifie entièrement les résultats expérimentaux puisqu'elle exprime bien le changement de la longueur d'onde du photon diffusé et de plus, on a pour $\theta = 0$, $\lambda=\lambda_0$. On note aussi que $\Delta\lambda$ ne dépend que de l'angle de diffusion θ et qu'elle est indépendante de l'énergie du photon incident. La quantité h/mc, que l'on note λ_C, est appelée longueur d'onde Compton ; sa valeur pour l'électron vaut 0,0243Å.

B/ ONDES DE MATIERE

1) Hypothèse de L. de Broglie. Diffraction de particules matérielles

En 1924 (peu de temps avant la thèse de L. de Broglie), Thomson a observé lors de la traversée d'une feuille métallique par des électrons, une figure de diffraction analogue à celle que l'on observe avec les rayons X; (Fig. 7).

<u>Fig. 7</u>

Ce phénomène ne peut pas s'expliquer par la théorie classique qui exclut tout comportement ondulatoire d'un corpuscule.

Louis de Broglie posa l'hypothèse suivante: Non seulement la lumière, mais aussi la matière possède le double aspect ondulatoire-corpusculaire. A toute particule de matière de quantité de mouvement $\vec{p} = m\vec{v}$ est associée une onde de longueur d'onde λ donnée par :

$$\boxed{\lambda = \frac{h}{p}}$$

h est la constante de Planck

λ est appelée longueur d'onde de L. de Broglie.

Cette hypothèse a été confirmée par d'autres expériences :

Davisson et Germer ------⇒ Diffraction des électrons (sur cristal de Ni).
Rupp ------------------------⇒ " des protons
Olson -----------------------⇒ " des atomes
Stern ------------------------⇒ " des molécules

Par analogie avec le rayonnement lumineux, l'énergie de la particule et la pulsation (ou la fréquence) de l'onde associée sont liées par la relation $E=h\nu$ (ou $E=\hbar\omega$). Cette relation et la relation de L. de Broglie permettent ainsi de relier les deux aspects ondulatoire et corpusculaire de la matière :

Aspect corpusculaire	Aspect ondulatoire	Relations
Impulsion $\vec{p}$ Energie E	Longueur d'onde λ (ou $\vec{k}$) Fréquence ν (ou ω)	$\lambda = h/p$ (ou $\vec{k}=\vec{p}/\hbar$) $E = h\nu$ (ou $E=\hbar\omega$)

L'aspect ondulatoire des particules matérielles ne se manifeste que lorsque la longueur d'onde de L. de Broglie est du même ordre de grandeur que la longueur caractéristique de la matière à l'échelle atomique c'est à dire la distance atomique. Celle-ci est de l'ordre de l'angström. En utilisant la formule $\lambda = h/p = h/\sqrt{2mE}$ (cas non relativiste), on trouve E=150 eV pour des électrons et E=1/13 eV pour des neutrons ; d'où l'utilisation de particules relativement lentes pour l'étude par exemple de la structure d'un cristal.

Pour des objets macroscopiques la longueur d'onde associée est toujours infime. Une particule de masse 10^{-5} g se déplaçant à la vitesse v=1cm/s aura une longueur d'onde de L. de Broglie de l'ordre de 6,6 $\times 10^{-22}$ cm ce qui est une valeur ridiculement petite, de telle sorte que l'aspect ondulatoire de son mouvement est indécelable. C'est pourquoi les ondes de matière ne sont pas évidentes en physique macroscopique. Ainsi la physique non quantique (physique classique ou relativiste) reste une excellente approximation pour l'étude des mouvements à notre échelle.

Remarques importantes

Il existe des différences notables entre ondes lumineuses et ondes de matière :

i) Pour les ondes lumineuses, λ et ν sont liées par la relation $\lambda\nu=c$ où c est la vitesse de la lumière alors que pour les ondes de matière, il n'y a pas de relation évidente entre λ et ν; mais des relations plus ou moins complexes selon le phénomène physique (relations de dispersion).

ii) La vitesse de la particule de matière et la vitesse de l'onde associée sont en général différentes tandis que la particule lumineuse, le photon, se déplace à la vitesse c de propagation de l'onde électromagnétique.

iii) L'amplitude de l'onde lumineuse est reliée au module du champ électrique. Pour les ondes de matière, l'amplitude est un nombre complexe à priori sans signification physique.

2) Interprétation probabiliste

De la même manière que pour le photon, le carré du module de l'amplitude de l'onde de L. de Broglie donne la probabilité de présence d'une particule.

Ceci est justifié expérimentalement. En effet, dans l'expérience de diffraction des électrons on observe (sur plaque photographique) des endroits de noircissement maximal (Fig. 8). Ce sont donc des régions où l'intensité c'est à dire le carré de l'amplitude de l'onde, est maximale. Ces noircissements sont crées par les impacts des électrons.

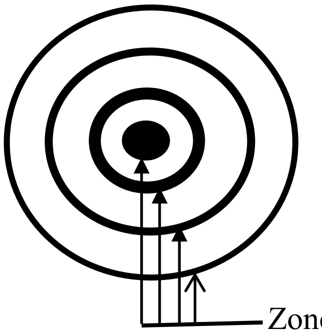


Fig. 8

Il est donc naturel d'envisager une relation de proportionnalité entre l'intensité de l'onde et la densité d'électrons, n.

Si l'on désigne par Φ l'amplitude de l'onde, son intensité est donnée par $|\Phi|^2$,

soit $$|\Phi|^2 = \alpha \, . \, n$$

Si $d^3\mathcal{P}$ est la probabilité de trouver un électron à l'instant t dans l'élément de volume d^3r, on a

$$d^3\mathcal{P} = \frac{\text{nombre d'electrons arrivant dans le volume } d^3r}{\text{nombre d'electrons arrivant dans tout l'espace}} = \frac{n\, d^3r}{N}$$

En posant $|\Psi|^2 = A\, |\Phi|^2$ avec $A=1/\alpha N$ (= cte), on obtient alors :

$$d^3\mathcal{P} = |\Psi|^2 \, d^3r$$

et, on dit que $|\Psi|^2$ est une densité de probabilité de présence de la particule. On voit donc que seule $|\Psi|^2$ (et non Ψ) a une réalité physique.

Cette interprétation impose une condition évidente sur la fonction $\Psi(\vec{r},t)$: la probabilité de trouver la particule dans tout l'espace est égale à 1; soit :

$$\boxed{\iiint |\Psi(\vec{r},t)|^2 \, d^3r = 1} \qquad \text{quelque soit } t$$

C'est la condition de normalisation. En d'autres termes, la fonction $\Psi(\vec{r},t)$ doit être une <u>fonction bornée</u> dans tout l'espace de façon à ce que l'intégrale converge; on dit que $\Psi(\vec{r},t)$ est une fonction de carré sommable. De plus $\Psi(\vec{r},t)$ doit être continue et admettre une dérivée première également continue.

La condition de normalisation exprime donc que la particule est nécessairement localisée dans une région finie de l'espace, en dehors de laquelle la densité de probabilité de présence doit être nulle. On s'attendra donc à ce que l'onde associée à une particule sera d'étendue limitée spatialement et on pourra à chaque instant définir $|\Psi|^2$ comme une fonction de la position dans l'espace. Ainsi il sera possible à partir de cette onde de localiser avec une certaine probabilité la particule qui lui est associée.

C/ PHYSIQUE CLASSIQUE OU PHYSIQUE QUANTIQUE

On sait que la mécanique classique, telle que l'on peut la tirer de la loi fondamentale de la dynamique cesse d'être applicable quand les vitesses relatives des particules deviennent comparables à la vitesse c ($c=3x10^8$ m/s). Un tel critère est donc basé sur l'existence de la constante c (constante fondamentale de la mécanique relativiste). Par analogie, on peut formuler un critère pour décider quand on doit appliquer la mécanique quantique ou quand la théorie classique convient. En effet, la constante h de Planck va servir à définir la frontière entre les domaines de validité des théories classique et quantique.

Remarquons d'abord que d'après la relation de Planck-Einstein ($E=h\nu$), h a pour dimensions: (énergie) x (temps) = $[ML^2T^{-1}]$; de même d'après la relation de L. de Broglie ($\lambda=h/p$), h a pour dimensions : (quantité de mouvement) x (longueur) = $[MLT^{-1}. L]$. Ces dimensions ne sont rien d'autres que celles du moment cinétique. Une telle grandeur physique s'appelle une action et la constante h s'appelle le quantum (fondamental) d'action. Dans le système S.I., l'unité d'une action est le Lagrange (L). On a donc:

$$1\ L = 1\ Kg\ .\ m^2.s^{-1} = 1\ J.s \sim 10^{+34}\ h$$

Le critère est en gros le suivant : Si dans un système physique une quelconque grandeur ayant les dimensions d'une action prend une valeur numérique de l'ordre de celle de la constante de Planck h, le comportement du système doit être décrit dans le cadre de la mécanique quantique. Si au contraire une grandeur physique homogène à une action a une valeur très grande par rapport à h, les théories classiques sont largement suffisantes pour comprendre les phénomènes qui se produisent. Notons enfin qu'il n'est pas possible qu'un phénomène physique possède une action très inférieure à h; si une combinaison de grandeurs physiques conduit à une telle action, cette combinaison n'a pas de sens physique.

Exemples:

1) soit un corps de masse m=1g et effectuant des oscillations d'amplitude maximale x=1cm avec une vitesse v=1cm/s. Sa quantité de mouvement est donc $p=mv=10^{-5}$ kg.m/s et son action est alors $A = p.x = 10^{-7}\ L = 10^{+27}\ h >> h$. C'est ce que nous savions déjà: un tel système peut être décrit classiquement.

2) Soit un atome d'hydrogène dont on savait dès le début de ce siècle que l'énergie d'ionisation vaut E=13,6 eV ≈ 2.10^{-18} J et que la lumière qu'il émet est situé dans l'ultra-violet: λ= 100 nm soit $\omega \approx 2.10^{16}$ s^{-1}. On en déduit une action caractéristique A = $E/\omega \approx 10^{-34}$ L ≈ h. la théorie quantique s'impose donc pour analyser les mécanismes en jeu dans l'atome d'hydrogène.

CONCLUSION GENERALE

Les expériences réalisées depuis la fin du XIXème siècle posaient de sérieux problèmes aux physiciens et l'essentiel de ces problèmes peut se résumer ainsi :

- Au point de vue des théories des ondes électromagnétiques, les phénomènes ondulatoires tels que la diffraction ou les interférences semblaient exclure toute théorie corpusculaire de la lumière. Néanmoins des expériences telles que celles que nous avons présentées dans ce chapitre ont conduit les chercheurs à inventer un corpuscule lumineux: le photon.
- Au point de vue de la théorie corpusculaire, c'est à dire des particules telles que l'électron, il est totalement impossible de rendre compte par les théories classiques du comportement ondulatoire de particule de matière.

Pour traiter les ondes de matière, on doit renoncer à la mécanique classique qu'il faut remplacer par la mécanique quantique.

Cette théorie conduit à :

i) décrire l'état d'une particule par une fonction d'onde, $\Psi(\vec{r},t)$, qui contient toutes les informations qu'il est possible d'obtenir sur la particule. Cette notion de fonction d'onde remplace pour la particule la notion classique de trajectoire dont on déduisait en mécanique classique la position, la vitesse et l'accélération de la particule à tout instant.

ii) interpréter $|\Psi(\vec{r},t)|^2$ comme une densité de probabilité de présence de la particule à l'instant t. Autrement dit, $|\Psi|^2\ d^3r$ représente la probabilité de trouver la particule à l'instant t dans le volume infinitésimal d^3r entourant le point $\vec{r}$.

Cette physique n'est donc pas déterministe mais, contrairement à la physique classique, elle est probabiliste.

Le caractère probabiliste de cette théorie impose la condition de normalisation ou plus généralement la convergence de l'intégrale I :

$$\mathbf{I = \iiint |\Psi(\vec{r},t)|^2\, d^3r}$$

$\Psi(\vec{r},t)$ est alors dite une <u>fonction de carré sommable</u>.